



PSL 



SORBONNE
UNIVERSITÉ

université
PARIS-SACLAY

Centre interuniversitaire de préparation à l'agrégation de Montrouge

DIFFRACTION

2022-2023



This is an open-access article distributed under the terms of the Creative Commons Attribution License, which permits distribution, and reproduction in any medium, provided the original author and source are credited. This license does not permit commercial exploitation or the creation of derivative works without specific permission.

Table des matières

1	[1P] Protocoles pour la diffraction de Fraunhofer	3
1.1	Montages avec une lumière blanche	3
1.2	Montages avec un laser	4
2	Diffraction de Fraunhofer	5
2.1	[1P] Diffraction par une fente en lumière laser	5
2.2	[1P] Diffraction par un obstacle circulaire	6
2.3	[1P] Diffraction par une fente en lumière spectrale	6
2.4	[Voir TP Instrument d'optique] Limite du pouvoir séparateur	7
2.5	[2P] Théorème de Babinet	7
3	Au delà de l'approximation de Fraunhofer	7
3.1	[1P] Limite de validité de la diffraction de Fraunhofer	7
3.2	[2P] Diffraction de Fresnel	7
4	Diffraction par des structures périodiques	8
4.1	Étude du réseau	8
4.2	[1P] Diffraction des électrons	8
4.3	[2P] Diffractions sur un réseau d'ondes acoustiques	9
5	Diffraction et filtrage spatial	11
5.1	[1P] Expérience d'Abbe	11
5.2	[AP] Strioscopie	12
6	[AP] Speckle : granularité laser (qualitatif)	12
7	[AP] Diffraction par des objets d'épaisseur non négligeable	13
8	Manipulations supplémentaires	14
8.1	Propriétés de la diffraction de Fraunhofer	14
8.2	Diffraction par une structure périodique	15
8.3	[AP] Utilisation d'un SLM (Spatial Light Modulator)	15

Bibliographie :

Théorie générale

- Bruhat : *Optique, 6ème édition*
- les livres de Françon, par exemple : *Vibrations lumineuses - Optique cohérente*
- Goodman : *Introduction à l'optique de Fourier et à l'holographie*
- Hecht : *Optics* (en anglais)
- Lauterborn, Kurz et Wiesenfeld : *Optique cohérente*
- Born et Wolf : *Principles of Optics* (en anglais)
- Ashcroft, Mermin *Solid state physics* (en français : *Physique des solides*)

Livres d'expériences

- Sextant : *Optique expérimentale, à utiliser sans modération*
- Bottineau : *Expériences d'optique*
- Françon, Krauzman, Mathieu et May : *Expériences d'optique physique*
- Henry et Jouanisson : *La lumière du laser*

1 [1P] Protocoles pour la diffraction de Fraunhofer

Réf : *Françon et Sextant*

La diffraction de Fraunhofer est importante car c'est celle qui intervient dans le cadre de la formation des images. Les expériences proposées ici traitent donc quasi-exclusivement de ce type de diffraction. Les limites de validité de l'approximation de Fraunhofer sont abordées au paragraphe V.

La figure de diffraction de Fraunhofer est, en outre, la transformée de Fourier de la fonction de transmission de l'objet diffractant¹. Cette propriété permet donc, d'une part, une visualisation simple de la transformée de Fourier "physique" d'un objet et, d'autre part, de traiter directement cette transformée de Fourier pour faire du filtrage spatial, cf. paragraphe VI.

En pratique, on réalisera les figures de diffraction soit avec une source conventionnelle (QI ou lampe spectrale), soit avec un laser, chaque source ayant des avantages et des inconvénients. Un montage avec laser permet par exemple de s'affranchir largement des problèmes de cohérence spatiale, mais rend donc difficile la mise en évidence des limitations dues à ces derniers. La trop grande cohérence spatiale d'un laser peut même venir déformer les images, cf. paragraphe *Speckle*. Même si l'on est tenté de faire toutes les expériences qui suivent avec un laser, il est ainsi important d'apprendre à utiliser les sources conventionnelles. En montage, il est valorisé de faire au moins une expérience, même qualitative, avec une source conventionnelle.

On indique dans un premier temps les montages optiques qui peuvent être réalisés pour observer la diffraction de Fraunhofer, avec une source conventionnelle ou avec un laser. Les expériences à proprement parler sont proposées à partir du paragraphe II.

1.1 Montages avec une lumière blanche

Diffraction à l'infini Objet diffractant T éclairé par une onde plane et observation à l'infini. En pratique, ces conditions sont réalisées dans le montage de la figure 1 : source dans le plan focal de la lentille L_1 et écran dans le plan focal de la lentille L_2

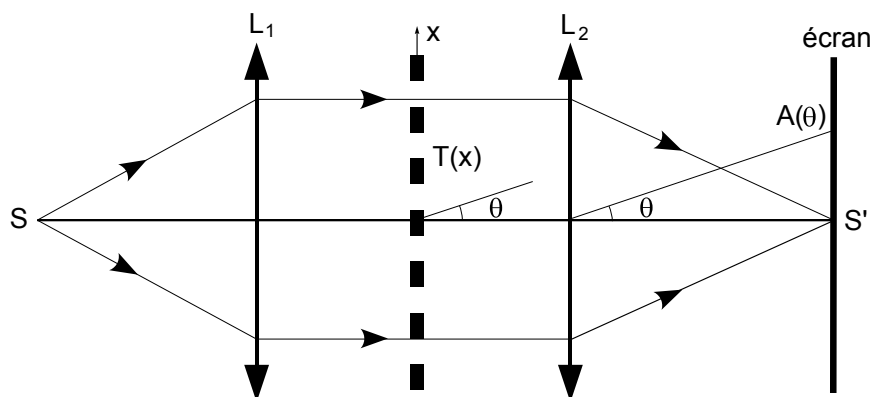


FIGURE 1 – Diffraction à l'infini

Diffraction à distance finie au voisinage de l'image géométrique de la source La configuration à une seule lentille, expérimentalement plus simple que la précédente, est représentée figure 2. Ici, l'objet diffractant T et la lentille sont accolés.

Lorsqu'on réalise cette expérience, il est intéressant de réfléchir au passage du montage précédent à celui de la figure 2. On a d'abord accolé les lentilles L_1 et L_2 à l'objet diffractant, on a inversé les positions de L_2 avec l'objet, puis on a pris la lentille équivalente de L_1 et L_2 accolées (de focale $f = (1/f_1 + 1/f_2)^{-1}$). Toutes ces manipulations

1. En toute rigueur, l'amplitude complexe $s(\vec{r})$ de l'onde lumineuse au niveau de la figure de diffraction. Sur l'écran, on observe $|s|^2$.

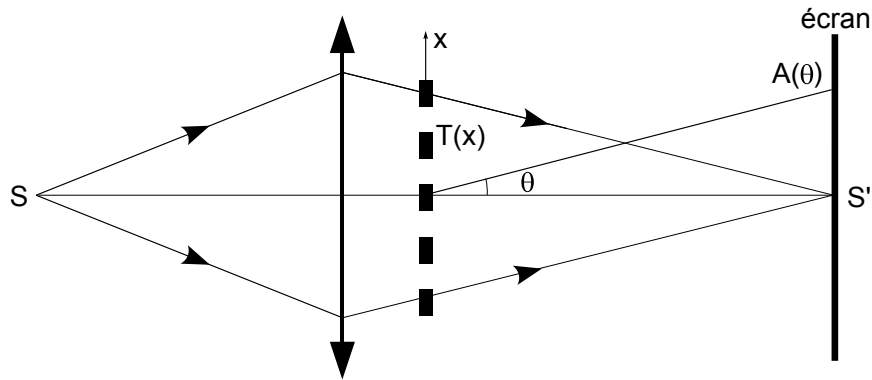


FIGURE 2 – Diffraction au voisinage de l'image géométrique

n'étant justifiées théoriquement que si les systèmes optiques sont accolés, l'approximation qui relie ce montage à celui de la diffraction à l'infini est donc d'autant plus valide que la lentille et l'objet diffractant sont proches.

Réalisation d'une onde plane par un point/une fente source On réalise une onde plane en plaçant un point source au foyer objet d'une lentille. L'alignement et le positionnement corrects de ces objets, *i.e.* la "propreté" de l'onde plane réalisée, influe sur la qualité des images observées. Il est donc important de les réaliser avec soin (si possible autocollimater à l'aide d'un miroir plan).

Le point source étant réalisé avec un diaphragme, on pourra être gêné par la taille nécessairement finie de celui-ci. En effet, les différents points sources du diaphragme étant incohérents, on observe sur l'écran la somme des figures de diffraction associées à chaque point source². Chacune de ces figures est centrée sur l'image géométrique du point source considéré, comme on peut s'en convaincre sur les figures 1 et 2. Pour ne pas être gêné par la taille finie du point source, il faut donc s'assurer que la taille de l'image géométrique du point source est plus petite que les échelles spatiales caractéristiques de la figure de diffraction qu'on observerait avec un point source "idéal".

En fonction des longueurs caractéristiques de la figure de diffraction qu'on souhaite observer, la largeur finie d'un point source réalisé avec des diaphragmes usuels peut être problématique. Par exemple dans l'expérience d'Abbe (cf. paragraphe VI), la largeur du point source doit être plus petite que la taille caractéristique de la croix de Mills, sinon toute manipulation de cette dernière sera très difficile. Quand les diaphragmes habituels ne permettent pas de faire des points sources suffisamment petits, il est possible d'utiliser comme points sources les trous des plaques de diffraction.

Tout ces raisonnements sont aussi valables pour les expériences avec des fentes sources, où on fait de la diffraction sur une seule direction, et non plus deux. Il ne faut donc pas se contenter d'éclairer l'objet diffractant, mais aussi fermer au maximum la fente source tout en conservant une luminosité correcte.

1.2 Montages avec un laser

Quand on opère avec un laser, deux montages sont possibles :

1. Faisceau direct envoyé sur un objet diffractant de petite taille (moins d'1 mm). Avantage : luminosité ;
2. Faisceau élargi pour les objets étendus (figure 3). Il s'obtient au moyen d'une lentille de très courte focale (environ 0,5 cm) et d'une lentille de 5 à 20 cm de focale (suivant la largeur désirée). Ajuster cette dernière de façon à avoir une tache très petite sur l'écran éloigné en l'absence de l'objet diffractant (cf. limite de validité ci-dessous). Si l'on opère avec les lentilles de la boîte laser, on peut les placer sur un même support et passer rapidement du faisceau élargi au faisceau direct. Un laser autocollimaté est également disponible

² C'est notamment cette problématique qui rend plus simple l'utilisation d'un laser : dans les conditions pratiques d'utilisation, voir Sextant, l'onde issue laser peut être considérée comme une onde plane.

dans la collection, mais il est important de savoir réaliser le montage soi-même, au moins pour en connaître le fonctionnement.

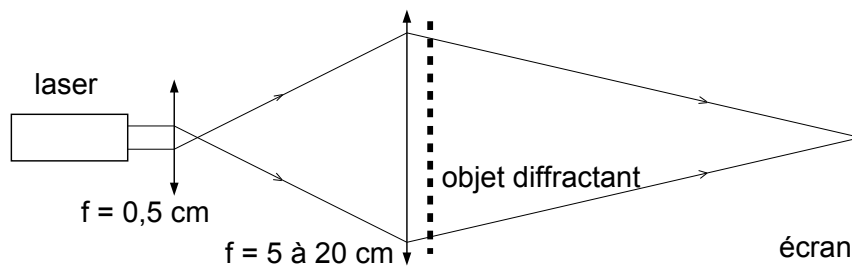


FIGURE 3 – Élargissement du faisceau laser

2 Diffraction de Fraunhofer

2.1 [1P] Diffraction par une fente en lumière laser

Envoyer directement le faisceau laser sur une fente étalonnée de largeur variable³. Si les bords de la fente sont en biseau, il faut que celui-ci soit du côté émergent des rayons (figure 4).

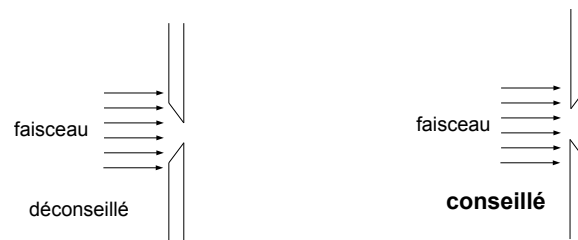


FIGURE 4 – Orientation des fentes

Observer la figure de diffraction. Comment est-elle modifiée quand on change la largeur de la fente diffractante ?

Exploitation quantitative Il s'agit de mesurer la distance entre les lobes de la figure de diffraction ainsi que les intensités des maxima successifs, puis de confronter ces mesures à la théorie. Pour effectuer un traitement quantitatif, il est préférable de prendre des fentes étalonnées sur diapositives que des fentes réglables, dont la lecture de la taille est souvent approximative.

1. Méthode rapide

Fermer nettement la fente réglable étalonnée de façon à ce que le lobe central occupe plusieurs cm. Mesurer l'écartement entre les lobes avec une règle. Mesurer les intensités lumineuses contenues dans les lobes principaux avec une photodiode auto-alimentée. Pour cette mesure, il faut que la largeur du détecteur soit petite devant celle d'un lobe⁴, sinon diaphragmer le capteur avec de l'adhésif noir.

2. Méthode longue

On peut également enregistrer la figure de diffraction à l'aide d'une caméra pour en faire un ajustement par la loi en sinc^2 . Le mieux est d'utiliser une barrette CCD Mightex, qui a un grand nombre de niveaux de gris (16 bits) (l'utilisation d'une webcam utilisée comme CCD en ôtant l'objectif est déconseillé). Bien faire attention au parallélisme entre la barrette CCD et la figure de diffraction.

3. L'idée d'utiliser comme fente étalonnée un pied à coulisse à lecture numérique semble bonne, mais les mâchoires de cet appareil ont une épaisseur longitudinale de l'ordre du mm qui peut changer la figure de diffraction. La question est abordée plus loin, dans l'Annexe 1.

4. 10% de la largeur de la frange centrale donne une faible erreur systématique (2% d'après un calcul théorique).

Les signaux obtenus avec un laser sont souvent bruités à cause du *speckle* et facilement déformés. À ce titre on aura parfois moins de problèmes en utilisant un faisceau laser élargi ou une source conventionnelle filtrée (utiliser en priorité un laser seul, et ne changer de source lumineuse que si c'est vraiment nécessaire).

Une autre difficulté est liée à la grande sensibilité du capteur Mightex. En particulier, il est difficile d'observer simultanément le pic principal et les lobes secondaires du sinus cardinal sans que le premier soit saturé ou que les seconds soient noyés dans le bruit. Pour observer les lobes secondaires, on peut placer volontairement le pic principal en dehors de la barrette CCD. Pour observer le pic principal, on aura souvent intérêt à réduire le temps d'exposition et/ou à réduire l'intensité lumineuse en utilisant des filtres de densité (placé directement en sortie du laser) ou des polariseurs croisés⁵.

L'expérience montre que la méthode longue fonctionne bien avec la caméra CCD linéaire Mightex (voir image de la notice de cette caméra). Mesurer les tailles du lobe principal et des lobes secondaires et vérifier qu'elles correspondent aux valeurs attendues. Idéalement, on fera un ajustement de l'intensité lumineuse par la loi en sinc^2 (ajouter une constante dans l'ajustement si l'on ne soustrait pas le niveau de bruit). *Attention, pour sauvegarder le profil au format txt, il faut indiquer un nom de répertoire autre que C ;, sinon le logiciel plante.*

2.2 [1P] Diffraction par un obstacle circulaire

L'expérience étant peu lumineuse, envoyer directement le faisceau laser sur un trou et observer sur l'écran éloigné. On observe une tache d'Airy, dont on mesurera le rayon du 1^{er} anneau. Vérifier qu'il correspond à un angle de diffraction $\theta \approx 1,22\lambda/d$, où d est le diamètre du trou et λ la longueur d'onde du laser.

Réaliser l'expérience avec les trous sur plaque inox mince⁶. Malheureusement les dimensions indiquées par le fabricant sont parfois assez fausses, l'écart peut atteindre 25 %. Le diamètre du trou peut toutefois être mesuré de façon précise avec un microscope.

On peut aussi observer la diffraction par des *spores de lycopode*, alias *piéd-de-loup*. Déposer la poudre sur une plaque de verre embuée, au-dessus d'une feuille de papier, et récupérer le surplus (une plaque déjà préparée est aussi disponible dans la collection). Comparer le résultat en éclairage direct et élargi. Constaté que la figure de diffraction est la même que celle obtenue avec un objet diffractant en forme de trou⁷, sauf au centre de la figure (pourquoi ?). On illustre ainsi le théorème de Babinet, voir section IV.1.

La figure ici obtenue est la figure de diffraction par de nombreux *objets identiques répartis aléatoirement*. Pourquoi peut-on déduire de cette expérience que les spores ont des diamètres voisins ? Mesurer le diamètre moyen des spores.

On peut comparer la taille trouvée avec une mesure obtenue par observation directe des spores, au moyen de l'ensemble microscope + caméra vidéo + moniteur (faire la calibration en observant la mire graduée au moyen du même dispositif), ou plus simplement du microscope seul.

2.3 [1P] Diffraction par une fente en lumière spectrale

Observer la figure de diffraction d'une fente rectangulaire en réalisant les montages présentés dans la section I.1 avec une lampe à vapeur de mercure haute pression (Philora) suivie d'un filtre interférentiel vert adapté et d'une fente source. On fera bien attention à ce que les fentes source et diffractante soient parallèles ! S'entraîner à réaliser des figures aussi nettes et lumineuses que possible (on pourra se référer à la partie introductive du TP *Instruments d'optique*). Ce montage peut aussi être réalisé à l'aide d'une lampe QI, au prix d'une perte de cohérence temporelle, même en présence du filtre interférentiel (pourquoi ?).

5. Si le laser est polarisé, un seul polariseur suffit.

6. Au sujet du rôle négligeable de l'épaisseur de la plaque cf. Annexe 1. Par ailleurs les "trous" sur plaque photo donnent une figure médiocre car l'émulsion n'est pas suffisamment opaque..

7. Cependant il s'agit de sphères, objets à 3 dimensions, d'où un effet 3D possible, qui s'avère négligeable comme on l'indique dans l'Annexe 1.

Vérifier l'influence de la largeur de la fente source et de la fente diffractante sur la figure de diffraction.

Ôter le filtre interférentiel. Qu'observez-vous ?

Par la suite, on privilégiera le montage à une lentille pour les raisons suivantes : luminosité, simplicité et limitation en conséquence des effets indésirables associés aux lentilles.

Les paragraphes qui suivent proposent diverses expériences possibles sur chaque thématique, il faut faire des choix quand ce TP est fait pour la première fois. On pourra se référer utilement à la bibliographie, et tout particulièrement au *Sextant*.

2.4 [Voir TP Instrument d'optique] Limite du pouvoir séparateur

Voir les polys de TP *Instruments d'optique* et *Spectroscopie*.

2.5 [2P] Théorème de Babinet

Comparer qualitativement les figures de diffraction du faisceau laser par :

- une fente,
- son complémentaire.

Utiliser cette propriété pour mesurer le diamètre d'un de vos cheveux. On doit trouver un diamètre de quelques dizaines de micromètres. On peut vérifier ce résultat par projection microscopique.

3 Au delà de l'approximation de Fraunhofer

3.1 [1P] Limite de validité de la diffraction de Fraunhofer

Réf : *Sextant, Bottineau*

L'expérience proposée ici a pour but d'illustrer l'une des façons de sortir des conditions de validité de la théorie de Fraunhofer. On utilise pour cela une source laser étendue dont on fait, comme précédemment, converger les rayons sur un écran à l'aide d'une lentille.

- Intercaler une fente verticale après la lentille et observer la figure de diffraction de Fraunhofer attendue ;
- Déplacer la fente dans son plan et constater que cela n'a pas d'effet visible sur l'écran. Cette caractéristique de la figure de diffraction de Fraunhofer est liée à une propriété de la transformée de Fourier. En l'occurrence, le déplacement de l'objet diffractant ne modifie que la phase de l'amplitude complexe au niveau de l'écran, mais pas l'intensité ;
- Pour sortir des conditions de Fraunhofer, avancer ou reculer l'écran de plusieurs centimètres puis déplacer à nouveau la fente dans son plan. Que constate-t-on ?
- Ôter l'objet diffractant. Constater que la tache sur l'écran n'est plus ponctuelle. Comparer sa taille à celle de la figure de diffraction dans ce plan.

Conclusion : *une condition nécessaire pour être dans les conditions de Fraunhofer est d'observer sur l'écran, en l'absence d'objet diffractant, une tache de taille négligeable devant celle de la figure de diffraction.*

3.2 [2P] Diffraction de Fresnel

A est un objet diffractant tel que le bord rectiligne d'une lame de rasoir. On utilise comme source un laser. Il est suivi d'une lentille unique de courte focale. La position de l'écran d'observation n'est pas imposée.

Commenter la présence de lumière dans l'ombre géométrique. Pour une interprétation plus complète, voir le *Bruhat*, p. 200.

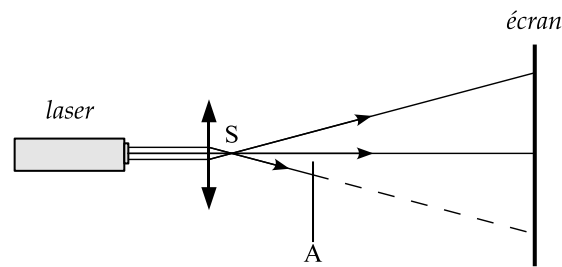


FIGURE 5 – Diffraction de Fresnel

4 Diffraction par des structures périodiques

4.1 Étude du réseau

Cette étude est proposée dans le polycopié "Spectroscopie" en série III.

4.2 [1P] Diffraction des électrons

Un tube sous vide permet d'accélérer un faisceau d'électrons et de bombarder une pastille polycristalline de carbone graphite. L'observation des taches de diffraction se fait sur une feuille millimétrée phosphorescente.

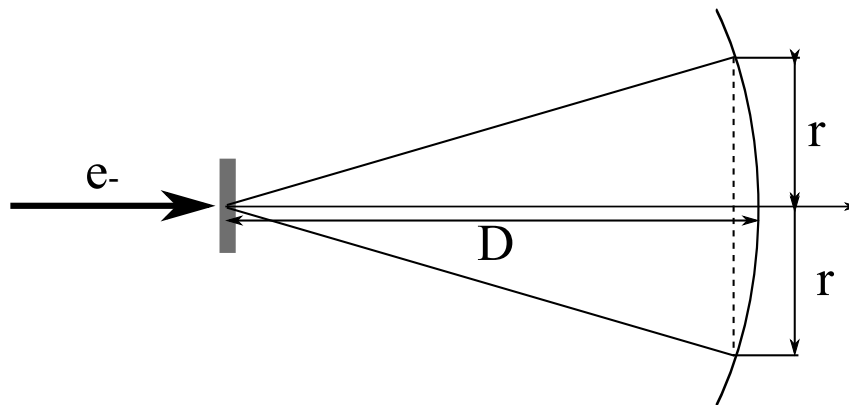


FIGURE 6 – Géométrie considérée.

Un électron accéléré par une tension U acquiert une vitesse $v = \left(\frac{2qU}{m}\right)^{1/2}$ où q et m sont la charge et la masse de l'électron. Ainsi, le faisceau incident possède une longueur d'onde de de Broglie $\lambda = \frac{h}{mv}$ connue où h est la constante de Planck.

Il s'agit de diffraction par un cristal tridimensionnel. On aura des interférences constructives dans la direction θ si les conditions de Bragg sont satisfaites : $2d \sin \theta = n\lambda$, où d est la distance entre deux plans du réseau, et n un entier relatif. Dans la configuration présente, le faisceau est d'orientation constante et tous les angles d'incidence sont statistiquement réalisés, la pastille étant polycristalline (constituée d'un grand nombre de cristaux d'orientation de maille aléatoire les uns par rapport aux autres). Chaque partie monocristalline de cet ensemble correspond à un certain θ et la théorie prévoit donc une déviation du faisceau d'un angle 2θ si la condition de Bragg est réalisée (Cf. Ashcroft et Mermin). Par symétrie, on observe donc des anneaux, chacun correspondant à une valeur de d du réseau cristallin.

En vous reportant à la notice, alimenter le dispositif et brancher la tension de chauffage (les cathodes émettrices d'électrons doivent être chauffées, pour permettre à ceux-ci d'être "arrachés" par la tension accélératrice). On veillera à ne pas dépasser la valeur de 300 mA pour le courant de chauffage. Augmenter ensuite progressivement la tension d'anode jusqu'à observer les anneaux de diffraction (ne pas dépasser 5 kV).

Via une représentation schématique des rayons réfléchis, on a pour les petits angles $2 \sin \theta = r/D$. En introduisant cette relation dans la condition de Bragg (au premier ordre, $n = 1$), on obtient $d = \frac{\lambda D}{r}$. La mesure de la déviation permet de remonter aux distances entre plans réticulaires.

A partir de la tension accélératrice appliquée, calculer la longueur d'onde du faisceau d'électrons. Mesurer avec précaution la déviation r_i pour chaque anneau i , et évaluer l'incertitude associée. En déduire les distances entre plans réticulaires du graphite correspondantes, assorties de leur incertitude. On estimera la distance D à partir du diamètre de l'ampoule de verre (13 cm).

Normalement, on voit nettement les anneaux correspondant à la diffraction du premier ordre sur les plans du réseau avec $d_1 = 2.13 \cdot 10^{-10} \text{ m}$ et $d_2 = 1.12 \cdot 10^{-10} \text{ m}$.

4.3 [2P] Diffractions sur un réseau d'ondes acoustiques

On étudie la variation spatiale d'indice due à une onde acoustique stationnaire, par la méthode de Debye-Sears.

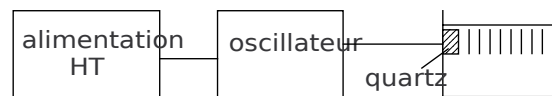


FIGURE 7 – Générateur d'ultrasons à quartz.

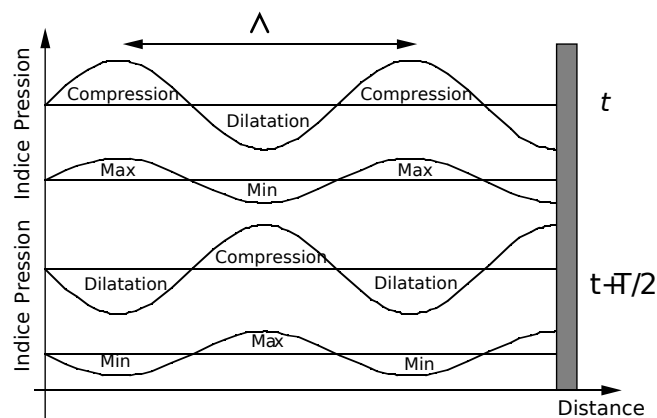


FIGURE 8 – Onde stationnaire à un instant t donné, et à $t + T/2$.

Les expériences ci-dessous utilisent à nouveau un matériau piézoélectrique (monocristal de quartz). Le quartz, fixé sur un côté vertical étroit d'une cuve à faces parallèles (Fig. 1) est excité par un oscillateur HF. Il provoque des *ondes stationnaires* ultra-sonores dans le liquide (Fig. 2), c'est-à-dire des distributions sinusoïdales de pression, de densité et donc d'indice de réfraction du liquide (en phase les unes par rapport aux autres). Comme toute onde stationnaire, elle n'est résonnante que pour certaines valeurs de fréquences. On met ici en évidence la structure périodique des propriétés du liquide dues à l'onde ultra-sonore.

Le piézoélectrique est alimenté par un générateur haute fréquence connecté à une alimentation sous 380V. L'ensemble est allumé sur l'alimentation haute tension (interrupteur M/A en bas), et la sortie 380V doit être sélectionnée (interrupteur central, 380V en bas). Ne pas brancher directement cette alimentation sur le piézoélectrique. Cette alimentation est reliée par l'arrière à un générateur haute fréquence, sur lequel on branche le piézoélectrique (bornes rouges du haut). Pour ce générateur, le sélecteur du bas permet de travailler avec la gamme de basse fréquence (1,5-4,5 MHz) ou de haute fréquence (4-10 MHz), et le sélecteur du haut permet un réglage fin sur la plage de fréquence choisie.

Manipulation :

Réaliser le montage de la Fig. 3 avec le laser HeNe. Choisissez une grande distance entre la cuve et l'écran (>2

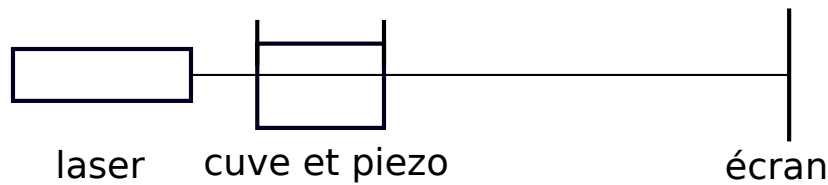


FIGURE 9 – Diffraction d'une onde lumineuse par les ultrasons.

m). Exciter le quartz et chercher sa fréquence de résonance⁸ dans la gamme des fréquences supérieures (4 à 10 MHz), en tournant délicatement le bouton du condensateur du générateur HF ; à une fréquence de résonance, on observe des tâches secondaires sur l'écran. Il existe une autre résonance dans la plage de fréquences inférieures (1,5 à 4,5 MHz), observer l'effet de la fréquence acoustique : plus la longueur d'onde Λ est petite et plus la figure de diffraction est large. Dans un second temps, il est également possible d'observer cette diffraction en lumière blanche, avec un montage de Fraunhofer utilisant une fente source.

Interprétation

L'effet de l'onde sonore est de moduler spatialement l'indice de réfraction du liquide. Une onde lumineuse interagit avec les ultrasons comme avec un réseau *de phase*, ce qui modifie le front d'onde de l'onde plane initiale. Sa vitesse de propagation étant très supérieure à celle du son, le réseau est figé durant l'interaction. Le pas du réseau est la distance entre deux maxima d'indice de réfraction, et on voit sur la figure 2 qu'elle vaut Λ , la longueur d'onde du réseau acoustique. On observe donc sur l'écran la figure de diffraction du réseau de phase à l'instant t .

Après une demi-période, le réseau est translaté spatialement de $\Lambda/2$ perpendiculairement à la direction de propagation de l'onde lumineuse. Mais tout comme la translation d'un réseau gradué ne modifie pas la figure de diffraction, cette dynamique n'a pas d'influence sur la position des extrema visibles sur l'écran (cf. point focal de Fig. 4). Donc on observe la même figure à tout instant.⁹ En particulier, on note que *cette expérience ne met pas en évidence l'onde stationnaire* pour cette raison.

Les angles de diffraction (en rad) étant des multiples de λ_0/Λ , où λ_0 est la longueur d'onde optique dans l'espace libre, en déduire la vitesse des ultrasons dans le liquide.¹⁰

On peut observer plusieurs ordres de diffraction avec ce réseau de *phase* sinusoïdal alors qu'un réseau d'*amplitude* sinusoïdal n'aurait donné que les ordres -1, 0 et +1. De même, si la formule des réseaux donnant la position des maxima est également valide pour un réseau de phase, il n'est pas vrai que le maximum d'intensité est sur l'ordre 0 !

Pour mesurer la fréquence d'excitation de l'alimentation, il n'est pas possible de le brancher directement sur un oscilloscope à cause des très hautes tensions. En revanche, on peut utiliser un effet d'antenne : prendre un cordon banane simple (pas un câble coaxial), le placer proche des cordons allant de l'alimentation au piezo, et le brancher à l'oscilloscope.

Remarque : La tension d'excitation de l'émetteur piézoélectrique (> 100 V) ne peut être envoyée sur un oscilloscope que par l'intermédiaire d'une sonde atténuatrice. Quand on relie l'oscilloscope au générateur HF, on perturbe le signal et on ne peut plus observer la figure d'ombroscopie. Il est donc préférable de capter le signal par un câble faisant antenne (par exemple en alignant le fil de mesure avec l'un des fils d'alimentation HF).

8. Contrairement aux quartz très sélectifs utilisés en électronique, ce quartz rayonne de l'énergie donc sa bande passante est très élargie, en particulier parce qu'il est plongé dans l'eau.

9. En toute rigueur, sauf aux moments où l'onde stationnaire est nulle en tout point, où la figure de diffraction disparaît. Cependant, cette phase est invisible à l'œil nu car trop rapide.

10. Pour une interprétation plus détaillée, on pourra consulter **Morse & Ingard** Chap. 13 ou **Born & Wolf** Chap. XII. N.B. : On peut interpréter cette expérience comme une interaction non linéaire lumière/matière. Les différents ordres correspondent à l'interaction avec un ou plusieurs phonons avec conservation de l'impulsion et de l'énergie, c'est-à-dire du vecteur d'onde et de la fréquence.

5 Diffraction et filtrage spatial

Comme dit dans l'introduction, le phénomène de diffraction permet d'obtenir la transformée de Fourier "physique" d'un objet de transmittance quelconque par simple visualisation de l'intensité lumineuse dans le plan appelé plan de Fourier, où l'on observe la figure de diffraction dans les conditions de Fraunhofer. Les expériences suivantes illustrent comment l'on peut modifier l'image géométrique d'un objet en manipulant la transformée de Fourier *via* un cache placé dans le plan de Fourier. On procède à ce qu'on appelle du *filtrage spatial*.

5.1 [1P] Expérience d'Abbe

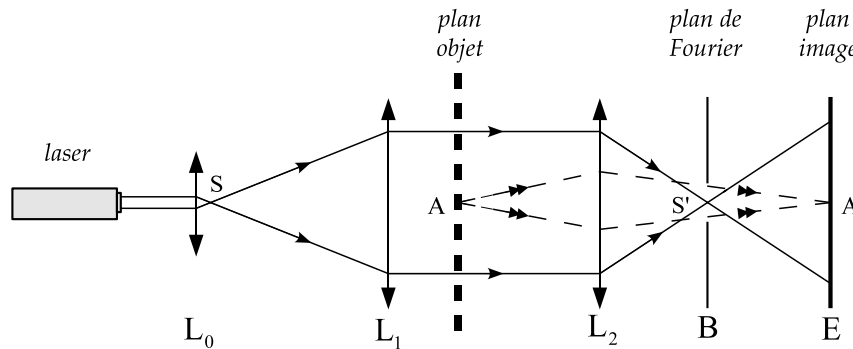


FIGURE 10 – Expérience d'Abbe

À titre indicatif :

- $f_0 = 0,5$ cm, $f_1 = 10$ à 20 cm (15 cm est un compromis raisonnable), $f_2 = 10$ cm ;
- Choisir f_1 de façon à couvrir convenablement l'objet ;
- Il est important de choisir une assez courte focale pour f_2 afin que l'image de la grille sur l'écran soit bien visible ;
- A = grille xy (pas $\approx 0,3$ mm). Le pas de la grille est assez critique : trop grand on ne voit pas sa TF, trop petit on ne voit pas son image sur l'écran ;
- B = fente, E = écran éloigné.

Présentation

$$L_0 \quad (1)$$

et

$$L_1 \quad (2)$$

permettent d'obtenir un faisceau parallèle.

L_2 forme l'image de A sur l'écran E.

Dans le plan de convergence du faisceau laser (plan de S'), on observe la transformée de Fourier de A. On appelle ce plan *plan de Fourier*. Sur l'écran E, on observe l'image de A. L'amplitude lumineuse y est donc la transformée de Fourier inverse de l'amplitude lumineuse dans le plan de S' . Si on place dans le plan de Fourier un diaphragme B, on modifie de façon effective la figure de diffraction de A, et donc la transformée de Fourier de cette figure : sur l'écran E, l'image A' de A est alors modifiée.

Proposition d'expérience Choisir pour A une grille xy de pas adapté (diapositive «Expérience d'Abbe»). Former avec soin son image sur l'écran. Choisir la position de netteté qui correspond à une distance objet-lentille L_2 proche de sa focale puisque l'écran est éloigné. Sa figure de diffraction est une croix («croix de Mills»), cf Réciprocité de la transformée de Fourier. Avec une fente B, n'en sélectionner que la branche verticale.

Vérifier alors qu'on ne voit plus, dans le plan image, que les traits horizontaux : ne subsistent que ceux dont la figure de diffraction est verticale, c'est-à-dire les traits horizontaux.

Jouer sur l'orientation et la finesse¹¹ de B.

Conseil On peut visualiser directement la TF sur l'écran. Ajouter après B une lentille de focale 10 cm et former sur l'écran l'image du plan de Fourier, qui est matérialisé par B. Mettre en place le «filtre». Ce dernier est bien placé dans le plan de Fourier quand ses bords apparaissent nets sur l'écran. Ôter la lentille. Admirer.

5.2 [AP] Strioscopie

Cette technique de filtrage spatial a été découverte par Toepler en 1867 pour étudier les fluides, les couches d'écoulement apparaissant comme des stries, d'où le nom.

Reprendre le montage précédent¹² en remplaçant la grille A par un *objet de phase*¹³ (empreintes digitales sur du verre ou trace de vernis).

Cette fois B est un cache circulaire. Utiliser une pastille d'adhésif noir, collée sur plaque de verre. Sa taille est critique : elle doit être suffisamment grande pour couvrir entièrement la tache centrale d'ordre zéro, mais suffisamment petite pour ne pas recouvrir les ordres non nuls ! Essayer des pastilles de plusieurs diamètres pour s'en convaincre. En l'absence de A, l'écran doit être parfaitement sombre.

On observe l'image «haute fréquence» due à la lumière diffractée par A en blanc sur fond noir. Les mises au point doivent être soignées. Relier l'interprétation de cette expérience à celle de la précédente.

6 [AP] Speckle : granularité laser (qualitatif)

Lorsqu'on éclaire un objet diffusant (calque, ruban adhésif, plexiglas traité anti-reflets...) avec un laser, les différents points de l'objet rayonnent de façon cohérente. On observe donc dans tout l'espace, et en particulier au voisinage de l'image de l'objet par un système optique (objectif, œil...), une figure d'interférence caractéristique : le *speckle*.

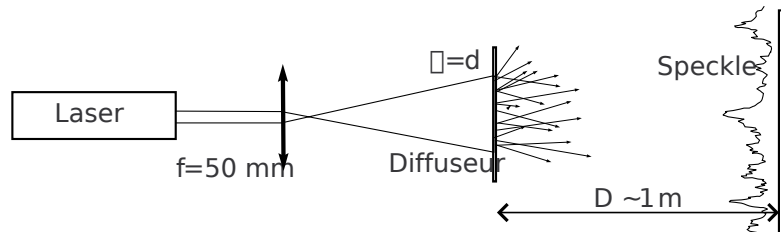


FIGURE 11 – Speckle

«Élargir» le faisceau laser à l'aide d'une lentille convergente de focale assez courte (5 mm). Observer la modification du speckle lorsqu'on déplace le diffuseur par rapport au point de convergence du faisceau. La répartition des grains dépend de la structure (aléatoire) du diffuseur, mais leur taille sur l'écran est en revanche de l'ordre de $\lambda D/d$ où d est le diamètre de la portion de diffuseur éclairée par le faisceau. En se plaçant au point de convergence (d minimum) déduire de l'expérience un ordre de grandeur de la dispersion angulaire du faisceau laser.

11. Cette expérience peut être réalisée en lumière blanche mais son interprétation est alors différente car on est en lumière (partiellement) incohérente (cf. *Sextant*, chap. 3).

12. L'expérience est plus belle avec une lampe QI sans filtre, mais plus délicate, voir paragraphe I.1.c.

13. C'est-à-dire un objet qui n'absorbe pas mais déphase, sa fonction de transmission est purement imaginaire. L'idéal serait de choisir un objet transparent pratiquement invisible dans les conditions normales d'observation, ce n'est pas tout à fait le cas avec les objets proposés ici. L'expérience d'*ombroscopie* avec des ultrasons dans l'eau proposée dans le poly *Ondes I : Acoustique* est un bon exemple de visualisation d'un objet de phase.

7 [AP] Diffraction par des objets d'épaisseur non négligeable

Cet effet 3D est rarement traité, or il intervient souvent dans les expériences de diffraction (fentes, bord d'écran, spores de lycopode).

On commence par traiter la question pour une fente de largeur a et d'épaisseur e . On se place dans le cas où les surfaces sont absorbantes (noir mat). Voir la figure où le faisceau incident est une onde plane horizontale vers la droite.

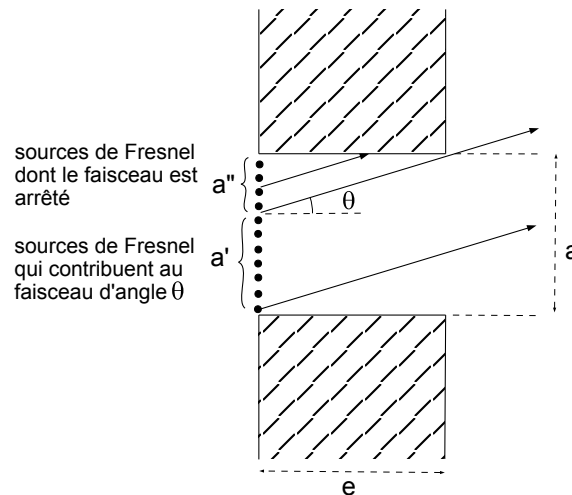


FIGURE 12 – Cas d'une fente épaisse

La figure montre que tout revient à avoir une fente moins large ($a' < a$), mais l'effet est non linéaire, il dépend de θ . Pour que l'effet soit négligeable il faut (en se limitant aux angles faibles) que : $a'' \cong e\theta \ll a$

- donc si on se contente d'étudier la frange centrale :

$$\theta \approx \frac{\lambda}{a} \quad (3)$$

d'où : $e \ll \frac{a^2}{\lambda}$ qu'on écrira : $e < \frac{a^2}{10\lambda}$ (inégalité 1)

- et si on veut étudier les 10 franges de chaque côté :

$$\theta \approx \frac{10\lambda}{a} \quad (4)$$

d'où : $e \ll \frac{a^2}{10\lambda}$ qu'on écrira : $e < \frac{a^2}{100\lambda}$ (inégalité 2)

Pour une fente de largeur $a = 0,1$ mm on trouve respectivement avec le laser rouge :

- $e < 1,6$ mm pour le cas 1
- $e < 0,16$ mm pour le cas 2

Les plaques en inox gravé, d'épaisseur e un peu inférieure à 0,1 mm, vérifient bien ces conditions.

Le cas où la surface de la fente n'est pas absorbante complique l'étude. Dans le cas d'un reflet métallique on pourrait penser que le faisceau diffracté dans la direction $-\theta$ est renvoyé dans la direction θ par la paroi basse de la figure et vient compenser le faisceau reçu par la paroi haute, mais ce raisonnement est faux à cause des déphasages lors de la réflexion sur le métal. Le fait que la surface soit noircie en mettant de la peinture ou de l'adhésif noirs brillants n'améliore pas les choses car tout diélectrique brillant a un coefficient de réflexion proche de 1 en incidence quasi normale et déphase.

On peut illustrer expérimentalement ceci en éclairant, bien perpendiculairement à son plan, le bord d'une lame de rasoir puis le bord d'une plaque métallique lisse d'épaisseur supérieure à 0,5 mm. On peut opérer plus rapidement en utilisant le bord coté coupant et le bord épais d'une lame de canif ou de ciseaux.

Le cas des spores de lycopode, granules quasi sphériques de diamètre approximatif $a = 30 \mu\text{m}$ est plus complexe à analyser avec précision. On va admettre que les inégalités précédentes s'appliquent en posant $a = e$. Dans ce cadre on trouve que l'inégalité 1 est bien vérifiée et l'inégalité 2 pas tout à fait. Mais si l'on se contente de mesurer le 1er anneau de diffraction et si l'on ajoute le fait que la précision de la mesure est réduite par la dispersion des diamètres, on peut exploiter quantitativement l'expérience sans problème.

On peut remarquer que plus l'objet diffractant est petit, a/e étant donné, plus l'effet 3D prend d'importance. Explication : plus l'objet est petit plus la diffraction provoque des rayons orientés vers les parois latérales.

En conclusion, il n'est pas nécessaire de retenir ces calculs, mais il bon de se rappeler que les plaques et fentes ne doivent pas avoir une épaisseur supérieure à 0,1 mm et que les expériences avec les spores de lycopode ou un cheveu ne posent pas de problème.

8 Manipulations supplémentaires

8.1 Propriétés de la diffraction de Fraunhofer

[2P-AP] Réciprocité de la transformée de Fourier Observer la figure de diffraction d'une grille (par exemple celle du réseau cuivré). On dispose d'une diapositive "croix de Mills" qui reproduit la figure de diffraction que vous venez d'obtenir. En observer la figure de diffraction. Commenter.

On notera que la diffraction de Fraunhofer permet seulement de visualiser l'intensité de la TF complexe. Une grande partie de l'information est donc perdue : celle contenue dans la phase (pour plus d'informations, voir le *Sextant* p. 132 et suivantes).

[2P-AP] Symétrie de la figure de diffraction Il est facile de démontrer par le calcul que la figure de diffraction correspondant à une fonction de transparence $T(x)$ réelle, *i.e.* à un objet d'amplitude, est symétrique autour de son centre.

Pour l'illustrer éclairer le bord d'une lame de rasoir avec le faisceau laser direct bien perpendiculaire au plan de la lame (la symétrie du résultat n'est-elle pas intuitivement surprenante ici ?).

Éclairer ensuite le sommet d'un prisme en verre de petit angle (30° maxi) en faisant en sorte que seule la moitié du faisceau laser atteigne le prisme. Pour éviter l'effet 3D, orienter le prisme en s'assurant que sa face d'entrée est perpendiculaire au faisceau incident (comme conseillé sur la figure de la diffraction par une fente). La dissymétrie s'explique par le fait que l'objet induit un déphasage qui dépend du point d'incidence : $T(x)$ n'est plus réelle¹⁴.

[2P-AP] Illustration du Théorème de convolution Faire la figure de diffraction du faisceau laser direct par successivement :

- une bifente,
- un réseau peu dispersif et pas trop «blazé»,
- la bifente suivie du réseau, si possible accolés.

Dans ce dernier cas, la fonction de transparence de l'objet diffractant est le produit des fonctions de transparence des deux objets précédents. Constater que la figure de diffraction alors obtenue est bien la convolution des deux figures de diffraction précédemment observées.

14. Cette propriété est utilisée dans les réseaux par transmission "blazés", qui peuvent être réalisés par un réseau de petits prismes dont l'angle est choisi pour placer le maximum d'énergie dans un ordre non nul choisi. Actuellement on utilise plutôt une technique holographique qui crée un réseau 3D dans l'émulsion. L'effet 3D peut s'interpréter comme un effet de phase sur un réseau 2D.

8.2 Diffraction par une structure périodique

[2P-AP] Des fentes multiples aux réseaux Utiliser les fentes multiples gravées sur plaque inox mince et les éclairer avec un *faisceau laser élargi*. Observer sur un écran fortement incliné afin d'étaler la figure. Montrer l'évolution quand le nombre N de fentes de même pas passe de 2 à 5 (apparition de $N-2$ maxima secondaires et réduction progressive de la largeur des maxima principaux).

Interpréter le passage des fentes multiples aux réseaux. Notamment en ce qui concerne l'influence du nombre de traits éclairés sur le pouvoir de résolution.

[AP] CD, DVD et Blu-Ray La mesure de la distance entre sillons d'un disque est effectuée en assimilant une portion de disque à un réseau de diffraction en réflexion¹⁵. A partir de cette mesure, on peut donner un ordre de grandeur de la capacité en mégaoctets du disque en considérant qu'un bit d'information occupe une longueur de l'ordre de la longueur d'onde de lecture¹⁶.

- Estimation grossière sans mesurer ni angle, ni longueur. Éclairer le disque en incidence quasi-normale¹⁷ à l'aide d'un laser de longueur d'onde λ . Compter le nombre d'ordres diffractés observables donne un encadrement du pas du réseau à λ près. Dans le cas du Blu-Ray éclairé en incidence quasi-rasante par un laser He-Ne rouge, un premier ordre de diffraction apparaît quasiment dans la direction incidente. On en déduit alors un pas légèrement supérieur à $\lambda/2$.
- Mesure précise à l'aide d'un rapporteur. Placer un disque sur un support tournant, sur lequel est fixé un rapporteur¹⁸. Éclairer le disque avec un laser et observer la figure de diffraction en réflexion. Connaissant l'angle d'incidence i du laser sur le disque, à l'aide du rapporteur, et en mesurant les angles de réflexion r pour différents ordres p de diffraction, on peut remonter au pas a du réseau en utilisant la formule $\sin r = \sin i - p\lambda/a$.
De façon alternative, on peut repérer la position d'un ordre d'interférence p sur l'écran pour un angle d'incidence i donné. On tourne ensuite le disque d'un angle α jusqu'à ce que l'ordre d'interférence $p+q$ ait pris la place précédemment repérée de l'ordre p . On a alors (à démontrer) $\sin(i+\alpha) - \sin i = q\lambda/a$. On s'affranchit ainsi de la mesure des angles de réflexion sur le disque.

[AP] Réseau en incidence oblique Éclairer un réglelet métallique *plan* en incidence rasante. Remarquer que les franges sont très élargies par l'inclinaison. Remarquer aussi que la figure n'est pas symétrique ce qui s'explique par l'effet 3D (cf. Annexe 1).

[AP] Réseau aléatoire Éclairer une tôle d'aluminium non peinte avec le faisceau laser direct et observer la lumière réfléchiée. Tourner la plaque de 90° dans son plan. Cette expérience simple montre qu'il y a un réseau orienté aléatoire dû au laminage du métal.

[AP] Réseau sinusoïdal On peut trouver dans la collection un réseau sinusoïdal. Interpréter la figure de diffraction qu'il donne.

8.3 [AP] Utilisation d'un SLM (Spatial Light Modulator)

Rapide présentation du SLM Nous proposons ici d'étudier les caractéristiques d'un modulateur spatial de lumière (que l'on dénommera SLM dans la suite pour *Spatial Light Modulator*) et de découvrir quelques unes de

15. Attention les angles de diffraction sont très grands, il n'est pas sûr que la formule classique soit exactement vérifiée (théorie scalaire...), cependant le résultat trouvé est proche de celui qui est indiqué par les fabricants.

16. C'est presque vrai pour un CD, beaucoup moins pour un Blu-Ray pour lequel les sillons font $\sim 150\text{nm}$. Par ailleurs, un octet occupe en pratique plus que 8 bits gravés sur disque.

17. On veillera à ne pas ré-injecter une partie du faisceau laser dans l'orifice du laser, ce qui pourrait le rendre instable.

18. On peut utiliser un goniomètre comme rapporteur de grande précision. Le goniomètre n'est toutefois pas adapté aux faisceaux lasers qu'il faudrait artificiellement élargir pour rendre l'utilisation du goniomètre pertinente (on prendrait alors garde de ne jamais regarder ni dans la lunette, ni dans le collimateur !). On réservera plutôt son usage éventuel à des expériences avec des lampes (QI ou spectrales).

ces applications. Un SLM permet de modifier localement l'amplitude et/ou la phase d'une onde plane incidente. Il en existe plusieurs types et nous nous intéressons ici à un SLM en transmission à cristaux liquides. Voici une rapide présentation de ce dernier. Pour plus de détails sur son fonctionnement, ses caractéristiques et branchements, se référer à sa notice d'utilisation.

Les cristaux liquides utilisés sont des *Twisted Nematic Liquid Crystals* et constituent, dans leur état de référence, une chaîne hélicoïdale dont les deux extrémités sont fixées sur les faces avant et arrière du SLM. Cette forme hélicoïdale est à l'origine d'un **pouvoir rotatoire** du milieu. Une polarisation incidente rectiligne sortira du milieu tournée d'un angle donné. Si maintenant on applique une différence de potentiel entre les deux extrémités de l'hélice, les molécules vont alors avoir tendance à s'aligner dans le champ ; les propriétés optiques sont modifiées. Le principe du SLM est d'appliquer des différences de potentiel indépendantes et locales. Pour cela, le SLM est subdivisé en pixels (contenant des cristaux liquides) qui sont contrôlés via un matériau transparent (ITO) permettant d'appliquer une différence de potentiel entre les deux faces du SLM. En modifiant la différence de potentiel sur un pixel, on change localement le chemin optique correspondant. Cette différence de potentiel se modifie grâce au niveau de gris appliqué sur les pixels du SLM, qui est calibré de telle sorte que cette modulation varie de π entre 0 et 255 (codage en 8-bits).

Lorsque le SLM est débranché, aucun champ électrique n'est appliqué, de sorte que la configuration du SLM est celle représentée sur la figure (a). Dans cette configuration, la polarisation du champ électrique tourne de 90° en traversant le SLM. Lorsque le SLM est branché et qu'un niveau de gris de zéro est appliqué dans le logiciel, la configuration du SLM est celle de la figure (b) pour laquelle un champ électrique aligne les cristaux liquides de sorte que la polarisation de la lumière ne tourne pas. Pour un niveau de gris appliqué égal à 255, le SLM est dans la configuration de la figure (a), faisant ainsi tourner la polarisation de 90° .

À noter qu'il existe une relation entre l'angle θ de rotation de la polarisation de la lumière à travers un pixel du SLM et la phase ϕ accumulée lors de sa traversée : $\phi = 2\theta$. Si on choisit l'axe x tel que $\mathbf{E}_{in} = E_{in}\mathbf{u}_x$ alors le champ de sortie est donné par

$$\mathbf{E}_{out} = E_{in}e^{i\phi} [\cos \theta \mathbf{u}_x + \sin \theta \mathbf{u}_y], \quad (5)$$

avec $\phi = 2\theta$. Lorsqu'on désire adresser individuellement chaque pixel (i, j) du SLM, la formule précédente se généralise immédiatement en

$$\mathbf{E}_{out}^{i,j} = E_{in}e^{i\phi_{i,j}} [\cos \theta_{i,j} \mathbf{u}_x + \sin \theta_{i,j} \mathbf{u}_y], \quad (6)$$

avec $\phi_{i,j} = 2\theta_{i,j}$.

Schéma montrant le principe des cristaux liquides *twisted nematic*

Manipulation préliminaire : détermination de la taille des pixels **Matériel** (Le matériel en italique est nécessaire pour toutes les manipulations et ne sera pas mentionné dans les autres listes) : *Laser*, lentille de projection (de l'ordre du mètre), écran, *SLM + ordinateur*, *lentilles accessoires laser (ici 5,72 mm et 150 mm)* et *support carré*.

Schéma du montage :

Expérience : Pour cette expérience ne pas alimenter ni brancher le SLM à l'ordinateur. Les deux lentilles servent à élargir le faisceau de manière à obtenir un faisceau parallèle et large qui éclaire le SLM. On observe à l'écran des pics de diffraction à l'infini. Mesurer l'écart entre les pics, il est donné par $\frac{\lambda D}{p'}$, où $D = f_3$ est la distance lentille-écran et p' la taille de l'objet diffractant. En déduire p' et comparer à la notice. On pourra rapidement vérifier que si la connexion est établie avec l'ordinateur et le SLM alimenté une deuxième série de pics de diffraction peut apparaître. Elle ne renseigne pas sur la structure du SLM et complique la visualisation et l'interprétation de la figure de diffraction.

SLM et polarisation de l'onde incidente **Matériel** : polariseur, écran.

Commencer par vérifier que la polarisation en sortie du SLM **toujours non alimenté** est bien tournée. Pour cela placer le polariseur à la sortie du laser élargi pour éteindre l'intensité sur l'écran. Insérer le SLM non alimenté et mesurer l'angle duquel il faut tourner le polariseur pour retrouver l'extinction. Par la suite, dès que le SLM

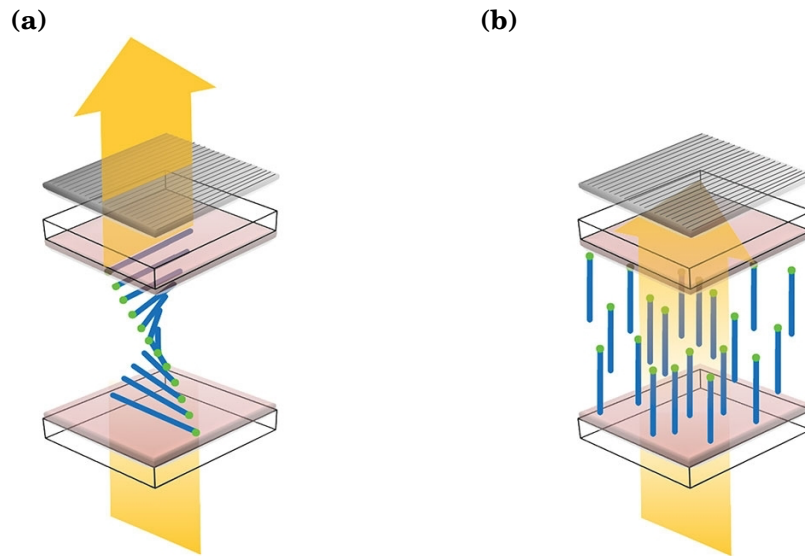


FIGURE 13 – Schéma montrant le principe des cristaux liquides *twisted nematic*. La figure de gauche (a) montre la situation quand aucun champ électrique n'est appliqué. La figure de droite (b) montre la situation lorsque le champ électrique appliqué est suffisant pour aligner les molécules de cristaux liquides dans la direction du champ appliqué. Le plan gris représente un polariseur qui laisse passer la lumière (a) ou la coupe (b).

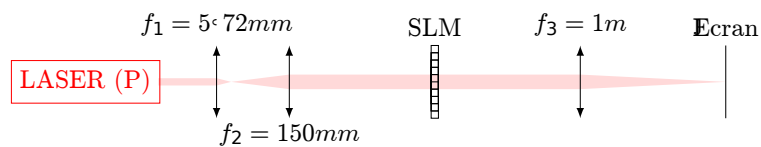


FIGURE 14 – Schéma du montage expérimental.

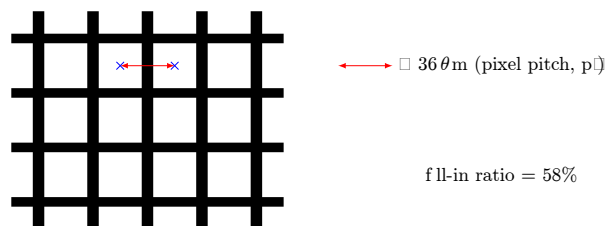


FIGURE 15 – Schéma des pixels du SLM.

est alimenté, son état de "repos" (niveau de gris uniforme et égal à 0) correspond à la figure 1(b) de la notice. Le vérifier en alimentant le SLM et en reproduisant l'expérience précédente. Afficher un niveau de gris uniforme de 0 : de quel angle faut-il tourner le polariseur pour retrouver l'extinction ? Refaire l'expérience avec un niveau de gris de 255. On pourra également vérifier que la polarisation initiale du laser n'a pas d'incidence sur les résultats précédents.

Attention : Du fait de la rotation de polarisation, le SLM ne fait pas uniquement de la modulation de phase mais également de la modulation d'amplitude. Il faut donc faire attention à la configuration expérimentale. Pour limiter l'effet on travaillera en polarisation horizontale ou verticale. On le remarque dans les deux expériences suivantes : pour faire de la modulation d'intensité, on place un analyseur en sortie du SLM ; s'il est absent on peut observer une modulation de phase (manip strioscopie) sans toutefois pouvoir s'affranchir de la modulation d'amplitude...

SLM en modulation d'amplitude -- interrupteur optique **Matériel :** multimètre, photodiode, deux polariseurs.

Schéma du montage :

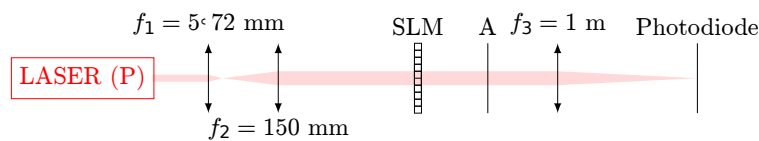


FIGURE 16 – Schéma du montage expérimental.

Expérience : Se placer en polarisation horizontale ou verticale pour le laser. Mettre le niveau de gris à zéros, placer un analyseur et le tourner de manière à minimiser l'intensité transmise. Ensuite, pour différentes valeurs du niveau de gris, mesurer la tension de la photodiode grâce au multimètre. Tracer la tension en fonction du niveau de gris. On voit que la polarisation tourne !

Application Le SLM utilisé avec un laser polarisé et un analyseur croisé peut servir d'interrupteur optique (*optical switch* : "off" niveau de gris à zéro, "on" niveau de gris à 255). De plus, comme nous l'avons déjà remarqué précédemment, il est possible de contrôler chaque pixel individuellement. C'est ce que nous allons utiliser dans la partie suivante.

Réseau et interférence à N ondes Dans l'expérience suivante, on va s'intéresser à l'effet du nombre de fentes éclairées du réseau sur le rapport de la largeur d'un pic de diffraction $\delta\theta_p$ à l'espacement entre deux pics d'interférence $\Delta\theta_p$ qui vaut : $\frac{\delta\theta_p}{\Delta\theta_p} = \frac{1}{N}$. On se propose de vérifier cette formule dans l'expérience ci-dessous.

Matériel : deux polariseurs, lentille de projection ($\approx 1\text{m}$), caméra CCD.

Schéma du montage et d'un masque :

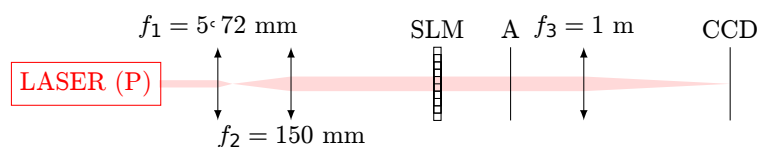


FIGURE 17 – Schéma du montage expérimental.

Les masques sont tracés pour $a = 1$, $b = 7$; N varie. Essayez de justifier le choix de ces valeurs.

Expérience : Mettre les polariseurs et analyseurs croisés (éteindre l'intensité à la sortie) en présence du SLM. Afficher les masques (réseaux à nombre de fentes variable et mesurer l'interfrange et la largeur à mi-hauteur des pics. Tracer en échelle log-log la largeur des pics (Δ) divisée par l'interfrange (i) en fonction du nombre de traits (N).

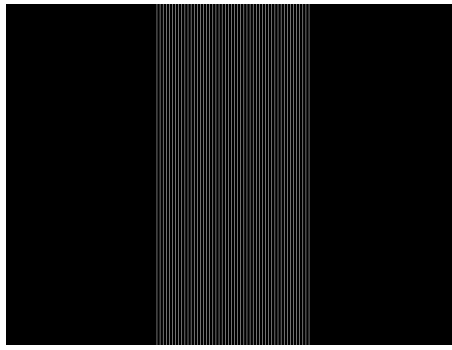


FIGURE 18 – Exemple de masque. Ici $N = 50$, $a = 1$, $b = 7$, où N est le nombre de traits, a la taille d'une fente, b l'espacement (centre à centre) entre les fentes.

Objet de phase et strioscopie Matériel : écran, polariseur, diapositive avec des points opaques, deux lentilles ($f = 25\text{cm}$).

Schéma du montage :

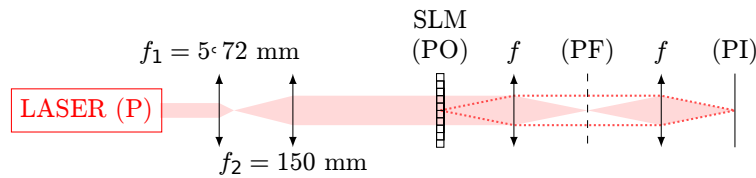


FIGURE 19 – Schéma du montage expérimental. Un laser polarisé et élargi illumine le SLM par une onde plane. Le plan du SLM (plan objet, PO) est conjugué à l'écran (plan image, PI) par un montage $4f$. Le filtrage se réalise dans le plan de Fourier (PF).

Expérience : On réalise le montage de la figure ci-dessus, pour lequel le SLM est positionné dans le plan focal objet d'un montage optique $4f$, un écran étant positionné dans le plan focal image. Un profil de niveau de gris, ici une image de Mona Lisa, est appliqué sur le SLM de telle sorte que le champ électrique de sortie du SLM est donné par

$$\mathbf{E}_{\text{out}}^{i,j} = E_{\text{in}} e^{i\phi_{i,j}} [\cos \theta_{i,j} \mathbf{u}_x + \sin \theta_{i,j} \mathbf{u}_y], \quad (7)$$

avec $\phi_{i,j} = 2\theta_{i,j}$. L'information contenue dans l'image (Mona Lisa) se retrouve ainsi dans les phases $\phi_{i,j}$ et les angles $\theta_{i,j}$. Cela peut se vérifier en rajoutant un analyseur au montage précédent pour observer sur l'écran l'image d'amplitude de Mona Lisa. Retirer ensuite l'analyseur. On cherche alors à retrouver avec la strioscopie cette image d'amplitude depuis l'image de phase du SLM. Pour simplifier la description, on suppose que les phases $\phi_{i,j}$ (et donc $\theta_{i,j} = \phi_{i,j}/2$) sont de faible amplitude ($\phi_{i,j} \ll 1$) de telle sorte que $\mathbf{E}_{\text{out}}^{i,j} \simeq E_{\text{in}} [1 + i\phi_{i,j}] \mathbf{u}_x$. Ainsi, on effectue la discussion en utilisant des ondes scalaires $E_{\text{out}}^{i,j} \simeq E_{\text{in}} [1 + i\phi_{i,j}]$ (on néglige de ce fait les effets de polarisation). Dans le plan focal objet, sur l'écran, on observe

$$I_{\text{ecran}} \propto |E_{\text{out}}^{i,j}|^2 \simeq |E_{\text{in}}|^2, \quad (8)$$

soit le profil d'intensité du faisceau Gaussien incident $|E_{\text{in}}|^2$. Comme attendu, la phase imprimée sur le SLM n'a pas de conséquence sur l'image observée sur l'écran.

L'expérience de strioscopie consiste à filtrer l'ordre 0 de la figure de diffraction dans le plan de Fourier. Cela conduit à un champ électrique sur l'écran $E_{\text{ecran}}^{\text{strioscopie}} = iE_{\text{in}} \phi_{i,j}$ et donc une intensité sur l'écran après filtrage strioscopique

$$I_{\text{ecran}}^{\text{strioscopie}} \propto |E_{\text{ecran}}^{\text{strioscopie}}|^2 \simeq |E_{\text{in}}|^2 |\phi_{i,j}|^2. \quad (9)$$

On comprend donc que l'expérience de strioscopie permet de révéler l'information contenue dans la phase $\phi_{i,j}$ du SLM lors de la diffusion sur de petits objets de phase (en pratique ce peut être des cellules transparentes

dont l'indice optique est différent de l'indice du milieu où elles vivent). Dans notre exemple, nous voyons donc apparaître la tête de Mona Lisa sur l'écran.

Pour bien voir apparaître l'image quelques précautions doivent être prises : ne laisser passer que l'ordre 0 et filtrer ce dernier avec un point d'une taille suffisante ; jouer sur le niveau de gris de la figure depuis le logiciel du SLM pour améliorer le contraste sur l'écran.

Remarque : Il est également possible de réaliser la manip avec un montage à une seule lentille. On cherche alors à la main le plan de Fourier pour réaliser le filtrage (à l'aide d'une feuille de papier par exemple) et on place l'écran à grande distance.